Série VIII. — Tome V. N° 4. Avril 1944.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

ÉTUDE DE LA PERMÉABILITÉ D'UN FERRO-NICKEL SOUS TENSION

Par M. Maurice BAYEN.

Sommaire. — Les cycles d'hystérèse d'un fil de ferro-nickel se déforment quand la tension varie. L'auteur reprend l'étude de ce phénomène en portant une attention spéciale sur le rôle du champ démagnétisant.

Il étudie l'aimantation commençante et mesure avec précision les coefficients de la loi de Rayleigh. Il utilise ses résultats expérimentaux pour contrôler la théorie de M. Néel des coefficients d'aimantation. Il indique le résultat de ses observations sur l'aimantation anhystérétique et sur la viscosité magnétique qui se présente ici comme un phénomène discontinu.

L'influence de la tension d'un fil d'une substance ferromagnétique sur l'intensité de son aimantation a fait l'objet de nombreuses recherches. L'effet de la tension dépend de la nature de la substance, et dans le cas d'un alliage de sa composition. D'après les travaux de Preisach [1] qui ont suivi une première étude de Buckley et Mc Keehan [2], un fil de fer-nickel à 60 pour 100 de nickel acquiert un cycle d'hystérèse rectangulaire lorsqu'il est suffisamment tendu.

Dans la théorie du ferromagnétisme qui admet l'existence de domaines aimantés, les variations d'aimantation peuvent s'expliquer par des déplacements de la paroi de séparation de deux phases aimantées différemment, et par une rotation de l'aimantation spontanée à l'intérieur des différents domaines. Sixtus et Tonks [3] ont montré que dans le cas du ferro-nickel sous tension, les changements d'aimantation sont produits uniquement par déplacement de la paroi de séparation de deux phases aimantées en sens inverse dont la direction commune est celle de la tension appliquée : il n'y a pas de phénomène de rotation.

Dans la série de travaux que nous résumons ici, nous avons étudié des cycles d'aimantation d'alliage de fer-nickel tendu, l'aimantation commençante de cet alliage, son aimantation anhystérétique dans différentes conditions, enfin nous avons enregistré les variations d'aimantation en fonction du temps, résultant de variations du champ, variations qui correspondent au phénomène de traînage ou de viscosité magnétique.

Méthode expérimentale. — Notre étude a porté sur un fil de ferro-nickel de 5 mm de diamètre, de 2 m, 50 de longueur dont la constitution était : (Ni 56,2-55,5; Fe 43-43,2 le reste étant principalement constitué de manganèse). Ce fil était tendu horizontalement perpendiculairement au méridien magnétique suivant l'axe d'un solénoïde de 2 m de longueur qui servait à produire le champ magnétisant. Ce solénoïde fait en gros fil de cuivre avait deux enroulements qui pouvaient être mis en série :

Le 1er enroulement correspondait à..... 2,94 spires/cm
Le 2e » » ..... 26,45 »

ce solénoïde permettait d'obtenir facilement des champs de plusieurs dizaines de gauss sans qu'on ait à craindre des variations de température par effet Joule.

La tension du fil de ferro-nickel était produite par une grosse vis de 2,5 cm de diamètre, de 2 mm de pas, agissant par l'intermédiaire d'un câble. La valeur de la tension réalisée était déterminée en mesurant au cathétomètre la hauteur dont s'abaissait le milieu d'une portion limitée de câble sous l'action d'un poids de 10 kg.

La valeur de l'induction était déterminée par une méthode balistique. Une bobine B_1 (*fig.* 1), placée

au centre du solénoïde, était traversée par le fil de ferro-nickel. B_1 était relié à un galvanomètre Zernike G, à fil de suspension de quartz, de faible résistance intérieure (une dizaine d'ohms), mais de grande résistance critique : plusieurs milliers d'ohms. La résistance de B_1 étant très inférieure à la résistance critique, le galvanomètre avait un amortissement considérable et fonctionnait à peu près comme un fluxmètre.

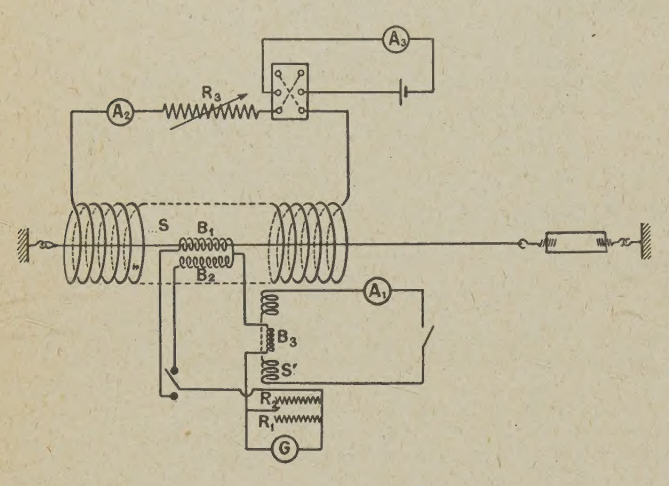


Fig. 1.

A_1, A_2, A_3, amperemètres; B_1, bobine de mesure de $\mathcal{B}$ ou de $\mathcal{J}$; B_2, bobine de mesure de H; B_3, bobine de contrôle d'étalonnage; G, galvanomètre; R_1, shunt; R_2, résistance critique du galvanomètre; R_3, boîte de résistance.

Le fil non tendu avait une perméabilité telle que le dispositif de mesure de l'induction dans les champs faibles était sensible aux champs parasites. En particulier les courants alternatifs utilisés par les autres chercheurs du laboratoire produisaient des vibrations du galvanomètre. Les mesures d'induction dans les champs faibles indiquées ci-dessous ont été réalisées à des heures tardives de la soirée où les champs parasites ne se manifestaient pas. Un étalonnage préalable permettait de déduire les valeurs absolues de l'induction des indications du galvanomètre : les dimensions de la bobine B_1 étaient déterminées avec soin. En l'absence du fil, on lançait dans le solénoïde S un courant d'intensité connue, on établissait ainsi un flux dans B_1, on notait la déviation correspondante du spot. Le fil étant en place, on déduisait les valeurs des variations du vecteur induction des indications du galvanomètre, en tenant compte bien entendu de la correction due au flux produit par le champ dans la partie de la bobine non occupée par le ferro-nickel.

Cet étalonnage était fait pour le galvanomètre associé à sept shunts qui permettaient de faire varier la sensibilité dans le rapport de 1 à 2000.

Pour vérifier que les constantes du montage ne subissaient pas de variation accidentelle, nous avions placé en série avec B_1 une autre bobine B_3 (*fig.* 1) fixée au centre d'un long solénoïde auxiliaire S'. En envoyant dans S' un courant d'intensité connue i nous produisions dans B_3 une variation de flux déterminée. Nous avons vérifié au cours de nos séries de mesures que la déviation du galvanomètre correspondant à un même courant i restait bien constante.

Le montage permettait de déterminer des variations d'induction avec une précision de 0,02 gauss.

Détermination du champ magnétisant H. — Ce champ était déterminé par une méthode analogue à celle qui a servi à déterminer B. Une bobine B_2 était placée à côté de B de façon à n'être pas traversée par le fil de ferro-nickel. Les variations du champ total (champ magnétisant produit par le solénoïde S diminué du champ démagnétisant) étaient mesurées par les déviations du galvanomètre. Les variations du champ H étaient ainsi déterminées avec une précision de 0,0004 œrsted.

Champ démagnétisant. — La connaissance du champ démagnétisant a une grande importance. Pour des tensions suffisantes, les cycles d'hystérésis que nous avons tracés présentent des parties rectilignes, mais inclinées par rapport à l'axe des inductions, nous pouvions nous demander si cette inclinaison n'était pas due au champ démagnétisant.

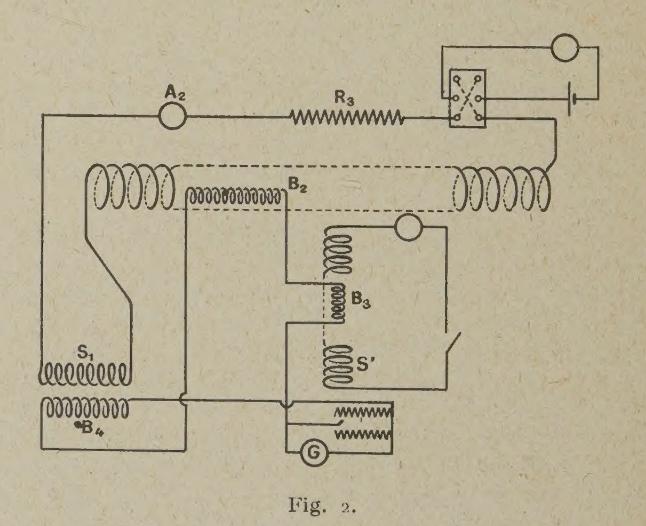


Fig. 2.

Nous avons déterminé le champ démagnétisant avec une grande précision en utilisant l'artifice suivant (*fig.* 2).

Le fil étant retiré du solénoïde S, nous placions en série avec la bobine B_2, qui servait à déterminer le champ, une bobine B_4 couplée avec une bobine S_1 en série avec le solénoïde S. Le couplage de S_1 et de B_4 était réglable. Nous le réglions de façon à

n'obtenir aucune déviation du galvanomètre pour une variation d'intensité de courant dans le solénoïde S; autrement dit, nous compensions la variation du flux produit par S dans B_2 par une variation de flux égale dans B_4. Lorsque le fil de ferro-nickel était replacé dans S, une variation d'intensité de courant produisait une variation de champ magnétisant dont l'effet était compensé, et une variation de champ démagnétisant proportionnelle à la déviation du galvanomètre.

Nous pouvions donc déduire la valeur du champ démagnétisant de la déviation du galvanomètre. Sur les courbes que nous avons tracées, la correction du champ démagnétisant a été effectuée. On voit que les parties rectilignes restent inclinées. A titre d'exemple, nous donnons dans le tableau (I), pour une tension de 31 kg/mm², les valeurs du champ démagnétisant H_d qui correspondent à différentes valeurs du champ H_s produit par le solénoïde. (Ces valeurs ont été obtenues au cours d'un cycle d'hystérèse.) Si la partie rectiligne correspondante du cycle était parallèle à l'axe des inductions, la valeur du champ agissant H, différence entre le champ appliqué H_s et le champ démagnétisant H_d, devrait être constante. Il n'en est rien.

TABLEAU I.

H_s.	H_d.	H.
0,62	—0,10	0,72
0,68	—0,07	0,75
0,76	—0,02	0,78
0,86	+0,03	0,83
0,99	+0,10	0,89
1,17	+0,17	1,00

Cycles d'hystérèse. — Dès que la tension atteint 5 kg/mm², un phénomène de viscosité magnétique intervient quand le champ magnétisant est faible. Nous revenons ci-dessous sur ce phénomène. Afin d'obtenir néanmoins des mesures correctes, nous utilisons le fait que cette viscosité ne se manifeste pas dans les champs intenses. Pour avoir un point de la courbe d'aimantation qui correspond à un champ H, et une induction B, nous établissons ce champ après avoir décrit plusieurs fois le cycle d'hystérèse et nous attendons plusieurs minutes, puis nous établissons un champ intense qui donnera à l'induction une valeur voisine de la saturation B_s; la déviation du galvanomètre sera proportionnelle à $B_s - B$. Nous décrivons alors un cycle complet, puis nous recommençons pour une autre valeur de H. Les figures 3, 4 et 5 montrent la déformation du cycle d'hystérèse sous l'action de la tension. On voit que le ferro-nickel atteint la saturation pour des champs d'autant plus faibles que la tension est plus forte.

On voit que le champ coercitif diminue quand la tension augmente, et qu'au contraire, l'intensit

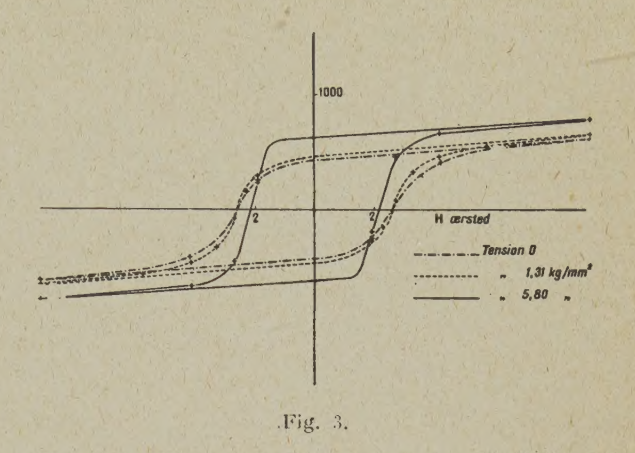


Fig. 3.

d'aimantation rémanente augmente avec la tension. Ces deux quantités tendent d'ailleurs vers des limites quand la tension augmente.

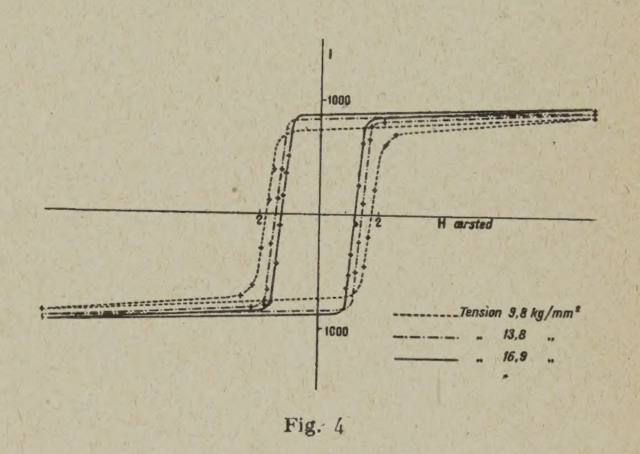


Fig. 4

Courbe de première aimantation. — Nous avons étudié pour quelques tensions la courbe d'aimantation commençante. Pour cela nous désaimantions le fil. Nous avons utilisé deux procédés : dans l'un, nous portions le fil au rouge vif en le chauffant rapidement au moyen d'un courant de 700 ou 800 A fourni par deux transformateurs; puis nous laissions refroidir ce fil. Dans l'autre procédé, nous lancions dans le solénoïde S un courant alternatif obtenu au moyen d'un transformateur à armature non fermée à primaire fixe, dont le secondaire pouvait être retiré peu à peu du noyau de fer doux, et éloigné sans secousse. Le champ alternatif produit dans S pouvait ainsi atteindre une centaine d'oersteds puis décroître continûment.

Dans des essais préliminaires nous avons vérifié que ce procédé de désaimantation était correct. La désaimantation étant supposée réalisée, nous

aimantations à saturation et nous vérifions que la variation d'induction correspondante était moitié de celle que nous obtenions en inversant un champ magnétisant de grande intensité. Nous avons constaté

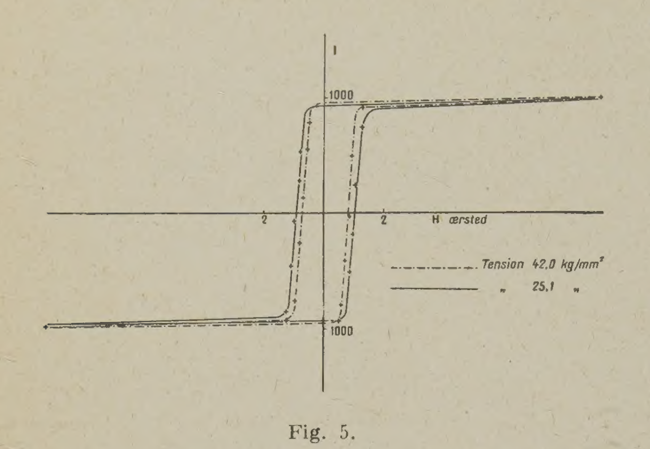


Fig. 5.

en général que la désaimantation n'était pas complète. Ce défaut provenait de l'existence d'un champ parasite. Pour réaliser une désaimantation complète, il fallait maintenir dans le solénoïde S un petit courant continu superposé au courant aternatif qui produisait un champ de quelques centièmes d'oersted.

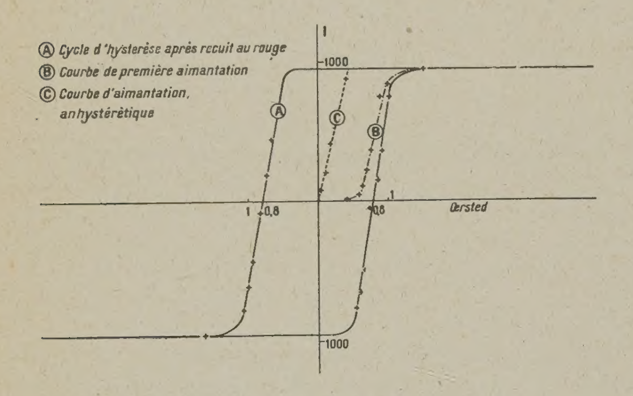


Fig. 6. — Tension 30 kg/mm².

La figure 6 montre que cette courbe de première aimantation ne rejoint la courbe d'hystérèse qu'au voisinage de la saturation.

Aimantation anhystérétique. — Nous avons également étudié la courbe d'aimantation anhystérétique pour différentes tensions.

D'une part en superposant à un petit champ constant, un champ alternatif d'intensité efficace décroissante, en utilisant pour le produire la technique que nous avons indiquée ci-dessus. Nous déterminions ensuite l'induction obtenue I_a dans ces conditions en cherchant la différence entre l'induction de saturation et cette induction I_a.

La courbe d'aimantation anhystérétique semble joindre l'origine à l'asymptote de saturation par une partie rectiligne presque parallèle à celles du cycle d'hystérèse correspondant (*fig.* 6).

Voici pour quelques tensions les valeurs de la perméabilité anhystérétique.

T (en kg/mm²).	μ.
15	19000
20	21000
26	25000

Nous avons comparé cette aimantation anhystérétique avec celle que l'on obtient en établissant un champ constant et uniforme parallèle au fil et en faisant passer dans le fil un courant alternatif d'intensité efficace continûment décroissante.

La courbe présente encore une partie rectiligne dès que la tension est suffisante, mais la perméabilité correspondante, toutes choses égales d'ailleurs, est plus faible que dans le cas précédent.

Par exemple, pour la tension de 20 kg/mm², nous obtenons par le premier procédé une perméabilité de 21 000, par le second une perméabilité de 16 000.

Étude de la courbe d'aimantation commençante pour des champs de faible intensité. — Dans les champs faibles, l'intensité d'aimantation I est liée au champ H par la formule de Lord Rayleigh

$$I = aH + bH^2.$$

Nous avons déterminé les coefficients a et b de cette formule.

Détermination de a. — Le fil était désaimanté par un champ alternatif progressivement et régulièrement décroissant. La désaimantation était contrôlée.

Nous établissions ensuite des champs variant entre 0,03 et 0,20 oersted. Le balistique étalonné nous permettait d'en déduire les valeurs correspondantes de l'intensité d'aimantation I. Pour des valeurs assez petites de H, le second terme bH^2 était négligeable. $\frac{I}{H}$ nous donnait a.

Détermination de b. — Ce nombre aurait pu être atteint par l'étude des variations de $\frac{I}{H}$ déduites des nombres obtenus ci-dessus. Cette méthode est peu précise, car le terme bH^2 est petit devant aH.

Le galvanomètre très amorti nous permet d'obtenir directement b.

Supposons, en effet, qu'après avoir décrit plusieurs cycles d'amplitude assez faible pour que les formules de Lord Rayleigh soient applicables, nous nous

retrouvions dans un champ nul; établissons un champ H_0, puis supprimons-le. L'intensité d'aimantation subit une variation égale au double de l'intensité rémanente, donc égale à bH_0^2.

A cause du grand amortissement, le galvanomètre suit les variations de flux. Si nous établissons et supprimons presque instantanément le champ H_0, le spot subit une déviation proportionnelle à bH_0^2.

Toutefois, comme le terme bH^2 ne prenait de valeurs appréciables que lorsque le terme aH était important, quand on établissait un champ suffisant, le galvanomètre subissait une forte déviation, puis une autre en sens inverse différent de la première d'une quantité proportionnelle à bH^2. Il en résultait donc 2 secousses en sens inverse pour le galvanomètre et une vibration de l'équipage mobile. Pour atteindre une meilleure précision, il nous a paru plus commode de compenser la déviation correspondant au terme aH de la formule, par un procédé analogue à celui que nous avons indiqué pour l'étude du champ démagnétisant. En établissant et en coupant le courant dans le solénoïde S, nous obtenons alors une déviation proportionnelle à bH^2.

Les constantes du montage permettent d'en déduire bH^2 et par suite b.

Résultats. — M. Néel [4] a montré dans son mémoire sur l'hystérésis que l'aimantation à saturation I_s, le champ coercitif H_c, les deux coefficients a et b de la formule de Lord Rayleigh satisfont à

$$\frac{bI_s}{a^2} = \frac{2}{\pi\alpha\lambda^2}, \qquad (1)$$

$$\frac{bH_c}{a} = \frac{r}{\pi\lambda}, \qquad (2)$$

où λ est une constante égale à 0,81, r et α étant reliés par

$$\int_r^\infty \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-p^2} \mathrm{d}p = 0{,}4\alpha. \qquad (3)$$

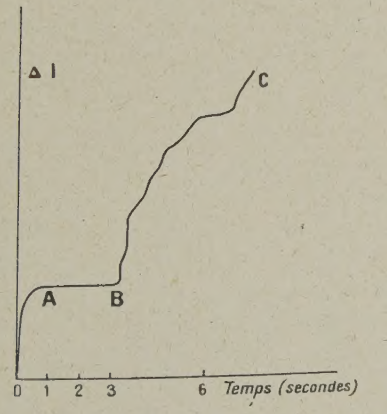
Connaissant I_s, b et a, on peut calculer α par la relation (1) et par suite r par la relation (3), donc connaître $\frac{bH_c}{a}$.

Dans le tableau ci-dessous nous donnons :

La tension en kilogramme par millimètre carré, le champ coercitif, les valeurs des coefficients a et b, celles de $\frac{bH_c}{a}$, calculées et observées, enfin l'intensité rémanente.

Tension (kg/mm²).	H_c œrsted.	a (par cm³).	b (par cm³).	$\frac{bH_c}{a}$ obs.	$\frac{bH_c}{a}$ calc.	I_r.
0	2,6	19,2	3,8	0,515	0,51	403
1,31	2,6	19,2	»	0,515	0,51	460
5,80	2,1	15,4	»	0,52	0,56	614
9,8	1,8	10,8	»	0,63	0,63	748
13,8	1,5	7,9	»	0,72	0,69	814
16,9	1,2	6,4	»	0,71	0,73	833
25,1	0,96	4,0	»	0,91	0,82	929
31,7	0,81	3,5	»	0,88	0,84	949
42,0	0,74	3,2	»	0,88	0,86	949
45,5	0,74	2,8	»	1,00	0,89	949
54,6	0,74	2,8	»	1,00	0,89	949

La concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux est meilleure que celle que l'on pouvait attendre dans un phénomène aussi complexe.



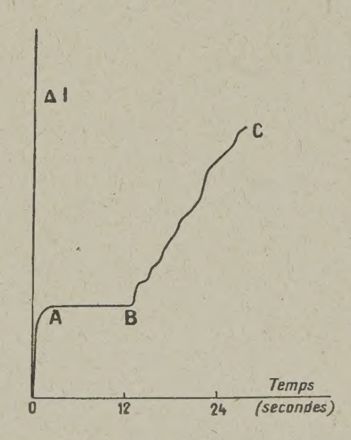


Fig. 7 et 8. — OAB, variation rapide de $\mathcal{J}$ correspondant à une variation de 0 à 0,9 œrstedt du champ. BC, phénomène de traînage : en B, l'appareil de mesure a été rendu plus sensible. OAB correspond à 3 secondes sur la figure 7, à 13 secondes sur la figure 8. En B, la sensibilité du galvanomètre a été rendue 50 fois plus grande dans le cas de la figure 7 et 100 fois plus grande dans le cas de la figure 8.

Viscosité. — Nous avons indiqué ci-dessus que la variation du vecteur induction B ne suit pas instantanément la variation du champ agissant. Lorsqu'on a décrit plusieurs cycles d'hystérèse, et qu'à partir d'un champ nul on établit un champ voisin du champ coercitif, l'induction subit une

première variation considérable, rapide; puis des variations lentes. Pour étudier le détail de ce phénomène nous opérions de la façon suivante : nous établissions le champ en utilisant le shunt donnant la plus petite sensibilité; dès que le champ était établi, nous utilisions un shunt donnant une plus grande sensibilité.

Nous enregistrions le phénomène en projetant un spot très fin sur un papier photographique animé d'un mouvement uniforme.

Nous donnons ci-dessus deux reproductions des résultats auxquels nous sommes arrivés (*fig.* 7 et 8). On voit que les variations de B sont irrégulières, ce qui montre combien il serait vain d'essayer de représenter ce phénomène par des fonctions exponentielles de temps ainsi que l'ont tenté certains auteurs.

On voit sur ces graphiques que ce phénomène est facilement observable et qu'il correspond à des durées de l'ordre d'une dizaine de secondes. Nous avons observé des cas où il durait plusieurs minutes.

Si nous admettons que les variations brusques d'aimantation mises ainsi en évidence correspondent à des déplacements de parois de domaines aimantés, nous pouvons évaluer l'ordre de grandeur des variations d'intensité d'aimantation correspondante. Le calcul donne des quantités de l'ordre de $\Delta I = 2$.

Manuscrit reçu le 5 décembre 1943.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] E. Preisach, *Ann. der Phys.*, 5e série, **3**, 1929, p. 757; *Phys. Z.*, 1932, **33**, p. 914.
[2] Buckley et Mc Keehan, *Phys. Rev.*, 1925, **26**, **11**, p. 267.
[3] Sixtus et Tonks, *Phys. Rev.*, 1931, **37**, p. 930.
[4] L. Néel, *Cahiers de Physique*, n° **12**, 1942; n° **13**, 1943.

UNE MÉTHODE NOUVELLE DE MESURE DE LA MOBILITÉ DES ÉLECTRONS DANS LES GAZ

Par P. HERRENG.

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Sommaire. — Dans une chambre à ionisation scellée, contenant un gaz très soigneusement purifié (argon ou azote), on envoie des éclairs très brefs (durée de l'ordre de la microseconde) et très intenses de rayonnement X. Les ions produits par chacune de ces impulsions sont entraînés vers des électrodes collectrices par un champ électrique uniforme. Leur déplacement à l'intérieur de la chambre fait apparaître dans le circuit de celle-ci un courant que l'on étudie, après amplification, à l'oscillographe cathodique. De l'allure des variations en fonction du temps de ce courant, on déduit une détermination tout à fait directe de la vitesse de transit des électrons dans le gaz étudié. Cette vitesse est une fonction du rapport de l'intensité du champ électrique à la pression du gaz. On a fait varier l'intensité du champ entre 2 et 400 V/cm et la pression entre 50 et 760 mm de mercure. On donne les résultats relatifs à l'argon et à l'azote et on les compare aux valeurs que permet de prévoir l'état actuel de la théorie.

La vitesse de transit des ions entraînés à travers un gaz par un champ électrique a fait l'objet de milliers de mesures effectuées par un grand nombre de méthodes différentes. Toutefois, les résultats obtenus sont relatifs, en très grande majorité, à des ions de dimensions atomiques. Les mesures portant sur les électrons libres sont beaucoup moins nombreuses et plus délicates, d'une part, parce que les vitesses à mesurer sont des milliers de fois plus grandes que celles des ions de dimensions atomiques, d'autre part en raison de l'affinité considérable des électrons pour un grand nombre de gaz, ce qui oblige à purifier avec un soin extrême le gaz au sein duquel on étudie la mobilité. Ces mesures sont habituellement faites dans les conditions suivantes :

1° La pression du gaz est assez grande pour que le libre parcours moyen des électrons soit toujours une très petite fraction des dimensions de la chambre à ionisation.

2° La densité des ions créés dans le gaz est toujours très faible devant celle du gaz, de telle façon que l'on puisse négliger, non seulement les chocs entre ions, mais encore leurs actions électrostatiques mutuelles.

3° Le champ appliqué est en général assez faible et la pression assez élevée pour que l'ionisation et l'excitation par choc des molécules soient négligeables.

Les trois principales méthodes de mesure de la mobilité des électrons utilisées jusqu'à présent sont les suivantes :

1° La méthode de Townsend [1] consistant à appliquer simultanément à un faisceau d'électrons un champ électrique et un champ magnétique perpendiculaires. Si le champ magnétique n'est pas trop intense, le faisceau est légèrement dévié de la direction du champ électrique. On peut déduire la mobilité des électrons de la mesure de l'angle de déviation. Cette méthode a l'inconvénient de reposer sur des mesures de courants recueillis par des électrodes, courants dont les valeurs peuvent être modifiées de façon appréciable par la présence d'impuretés captant un nombre plus ou moins grand d'électrons.

2° La méthode du champ alternatif, utilisée par H. B. Wahlin [2], qui consiste à établir entre deux électrodes, dont l'une émet des électrons, une différence de potentiel sinusoïdale, dont on fait varier l'amplitude jusqu'à ce que l'électromètre relié à l'anode indique que les électrons commencent à l'atteindre. Cette méthode ne donne qu'une valeur moyenne de la vitesse de transit, étant donné que celle-ci n'est pas du tout proportionnelle à l'intensité du champ électrique. L'interprétation des résultats est, de ce fait, compliquée et assez hasardeuse.

3° La méthode des « fenêtres électriques », utilisée par N. E. Bradbury et R. A. Nielsen [3]. Dans leurs expériences, un faisceau d'électrons entraînés par un champ uniforme doit traverser successivement deux grilles qui sont le siège de champs transversaux alternatifs de haute fréquence exactement en phase. Seuls traverseront cet ensemble les électrons qui auront atteint chacune des grilles au moment précis où le champ transversal s'y annulait. Ceci implique que leur temps de transit entre les grilles soit égal à un nombre entier de demi-périodes du champ transversal. Cette méthode présente l'avantage que ses résultats sont beaucoup moins affectés par des traces d'impuretés absorbant des électrons au cours de leur trajet.

Les résultats de ces différentes méthodes appliquées à un même gaz, s'ils sont du même ordre

de grandeur, présentent néanmoins des écarts assez notables. Cette incertitude sur les valeurs expérimentales de la vitesse de transit des électrons rend difficile et aléatoire toute interprétation théorique des variations de cette vitesse en fonction de l'intensité du champ électrique et de la pression. Les impulsions de rayons X appliquées à une chambre à ionisation fournissant, comme nous allons le voir, une méthode très directe de mesure de ces vitesses de transit, j'ai étudié systématiquement leurs variations dans le cas de l'argon et de l'azote. J'indiquerai tout de suite que mes résultats sont en très bon accord avec ceux de Nielsen dont la méthode paraît de beaucoup la plus sûre de celles antérieurement utilisées.

Principe de la méthode. — La chambre à ionisation utilisée est un cylindre de pyrex comportant deux électrodes métalliques circulaires et parallèles de 9 cm de diamètre, distantes de 12 cm (*fig.* 1). Trois fenêtres convenablement disposées

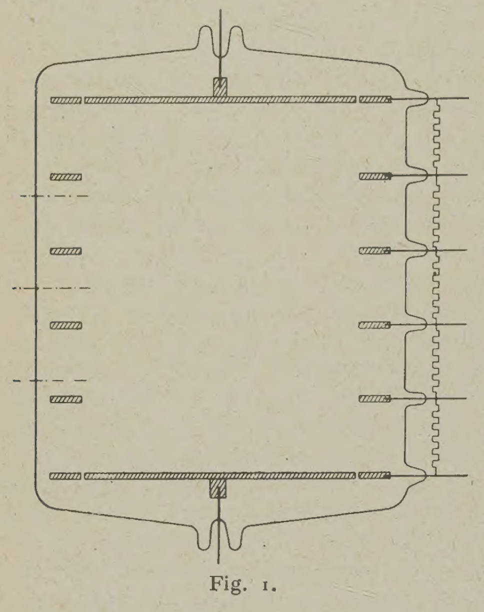


Fig. 1.

permettent d'y envoyer un pinceau très étroit de rayons X se propageant parallèlement aux électrodes. En déplaçant la chambre parallèlement à son axe, on peut amener l'une ou l'autre des trois fenêtres devant le collimateur à rayons X. La chambre contient un gaz très soigneusement purifié. On crée, entre les électrodes, un champ électrique uniforme, à l'aide d'un certain nombre d'anneaux métalliques maintenus à des potentiels convenables.

Les fenêtres sont constituées par des feuilles d'aluminium de 1/100 de millimètre d'épaisseur collées au glyptal sur des ouvertures de 4 mm de diamètre environ ménagées dans la paroi de la chambre.

Le tube à rayons X est soumis à des impulsions tension [4] dont la durée est de l'ordre de la micro-seconde et la fréquence de 50 à quelques centaines par seconde. Pendant les impulsions, on applique au tube la puissance instantanée la plus grande possible (cette puissance est limitée par la fusion de l'anticathode). On obtient ainsi une succession périodique d'« éclairs » très brefs et très intenses de rayonnement X. Chacune de ces impulsions ionise une tranche très mince du gaz, et tous les électrons produits par une impulsion sont recueillis par l'anode avant que ne se produise l'impulsion suivante. Dans le circuit de la chambre est intercalée une résistance connectée à l'entrée d'un amplificateur à large bande passante. La tension amplifiée est appliquée aux plaques de déviation verticale d'un tube à rayons cathodiques. Le spot de ce tube est en outre animé d'un mouvement de balayage horizontal, de fréquence égale à celle des impulsions et déclenché en même temps que l'impulsion sur le tube à rayons X par le même petit générateur d'impulsions auxiliaires. Le déplacement horizontal du spot étant une fonction linéaire du temps pendant la traversée de l'écran, ce spot dessine, en définitive, une courbe représentant fidèlement les variations, en fonction du temps, du courant dans le circuit de la chambre, entre deux impulsions successives.

Étude du courant dans le circuit de la chambre à ionisation. — Ce circuit comporte une source de tension continue égale à V_0 et la résistance R reliée à l'entrée de l'amplificateur (*fig.* 2). En l'absence de toute ionisation du gaz, les électrodes portent des charges égales à $C.\ V_0$, en désignant par C la capacité de la chambre. Dès qu'une tranche

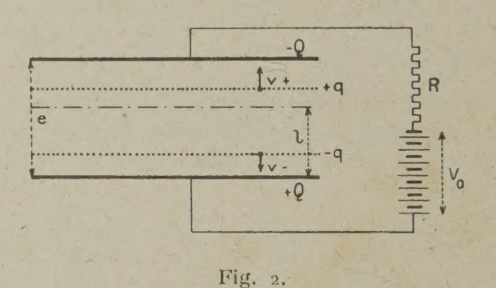


Fig. 2.

de gaz a été ionisée par une impulsion, les ions produits se déplacent sous l'action du champ; ils font apparaître par influence des charges électriques sur les électrodes. On peut calculer le courant qui en résulte dans le circuit extérieur, en supposant que le gaz contient deux couches planes de charges de signe contraire se déplaçant : les ions positifs dans le sens du champ avec la vitesse constante v_+, les électrons en sens inverse du champ avec la vitesse v_-. Chacune de ces couches possède une charge totale q uniformément répartie.

Désignons par i le courant dans le circuit exté-

rieur, par $Q(t)$ la charge de l'anode à l'instant t (celle de la cathode étant $-Q$), par $V(t)$ la différence de potentiel entre les électrodes, par S la surface de celles-ci et par e leur distance. En écrivant que la différence de potentiel V est égale à la circulation entre les électrodes du champ électrique total (somme des champs créés par les charges fixes des électrodes et par les charges en mouvement), on obtient la relation

$$V = \frac{4\pi Q e}{S} - \frac{4\pi q}{S}(v_+ + v_-)t = \frac{Q}{C} - \frac{q}{eC}(v_+ + v_-)t. \quad (1)$$

L'intensité $i = \frac{dQ}{dt}$ est donnée immédiatement par l'équation

$$\frac{i}{C} + R\frac{di}{dt} = \frac{q}{eC}(v_+ + v_-). \quad (2)$$

On voit aisément que le courant s'établit (avec la constante de temps $R.C.$ de l'ordre de 10^{-7} sec) à la valeur constante

$$i_1 = \frac{q}{e}(v_+ + v_-). \quad (3)$$

Il conserve cette valeur jusqu'à l'arrivée des électrons sur l'anode. A partir de ce moment, les charges positives étant seules en mouvement, le courant tombe évidemment à la valeur

$$i_2 = \frac{q}{e}v. \quad (4)$$

Ce courant étant environ mille fois plus petit que i_1, on peut dire, en résumé, qu'on a, dans le circuit extérieur, un courant constant tant que les électrons se déplacent, et que ce courant tombe brusquement à zéro quand les électrons atteignent l'anode.

Dans la pratique, les hypothèses simplificatrices qui rendent possible le calcul ci-dessus ne sont pas exactement réalisées. Toutefois, l'expérience prouve que le courant reste effectivement très sensiblement constant pendant le transit des électrons. Par contre, l'arrivée des électrons sur l'anode n'est pas instantanée, de telle sorte que la courbe $i = f(t)$ dessinée par le spot du tube cathodique, présente, non une discontinuité brusque, mais une décroissance rapide.

Les causes d'étalement du nuage d'électrons au cours de son parcours dans la chambre sont les suivantes :

1° *L'ionisation secondaire.* — Chacun des photo-électrons éjectés par les atomes de gaz sous l'action des photons de rayonnement X possède une énergie considérable qui est dépensée à la production d'un grand nombre de paires d'ions secondaires (165 environ dans l'argon). On peut calculer approximativement le trajet moyen ionisant d'un de ces électrons primaires, ainsi que la valeur quadratique moyenne de la distance séparant, en ligne droite, la position initiale de la position finale de l'électron. On trouve que cette dernière grandeur ne dépasse pas, aux pressions utilisées, 0,12 mm. D'autre part, la durée de l'ionisation secondaire est de l'ordre de 10^{-8} sec. On peut donc raisonnablement admettre que chaque photo-électron primaire s'entoure instantanément d'un cortège de 150 à 200 électrons secondaires dont on confondra la position initiale avec le point où l'électron primaire a été produit.

2° *Durée finie de l'impulsion.* — En raison de leur très grande mobilité, les électrons effectuent déjà un trajet non négligeable pendant la durée même de l'impulsion. Pour une vitesse de transit de 5.10^5 cm/sec, qui correspond à des valeurs moyennes du rapport $\frac{E}{p}$ de l'intensité du champ électrique à la pression du gaz, le front du nuage d'électrons progresse de 0,5 cm pendant la durée de l'impulsion prise égale à une micro-seconde. L'épaisseur de la couche ionisée n'excédant pas 1 mm, le nuage d'électrons s'étale donc, à la fin de l'impulsion, sur une profondeur de l'ordre de 6 mm.

3° *Diffusion des électrons.* — Aux frontières du nuage où la densité des électrons varie rapidement, la composante de vitesse de transit due à la diffusion n'est pas négligeable devant celle due à l'action du champ électrique. Il en résulte un étalement supplémentaire du nuage. Toutefois, au fur et à mesure que cet étalement se produit, l'influence de la diffusion diminue, et il arrive un moment où elle est pratiquement négligeable et à partir duquel le nuage

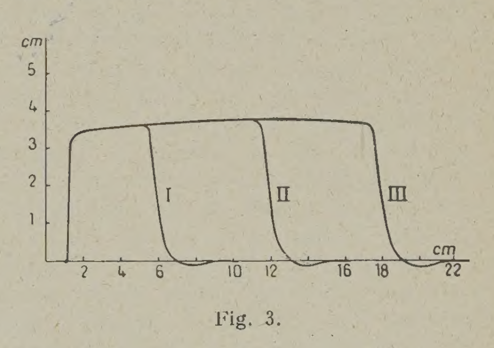


Fig. 3.

garde une structure permanente. Dans ces conditions, il est possible d'éliminer toute cause d'erreur due à l'étalement du nuage d'électrons. Il suffit, pour cela, de faire plusieurs expériences en modifiant à chaque fois d'une quantité connue la longueur du trajet parcouru par les électrons. Si le temps d'établissement d'une structure permanente du nuage est inférieur au temps de transit correspondant au trajet minimum, les enregistrements oscillographiques correspondant aux divers trajets utilisés devront présenter la même loi de décroissance. C'est ce que met en évidence la figure 3, sur laquelle sont reproduites trois courbes relevées sur l'oscillographe et correspondant respectivement à des

trajets de 3,6 et 9 cm. L'intensité du champ électrique et la vitesse de balayage sont les mêmes dans les trois cas. Pour donner au trajet des électrons trois valeurs distinctes, il suffit d'amener successivement chacune des trois fenêtres de la chambre à ionisation devant le collimateur à rayons X. La mesure de la vitesse de transit s'effectuera, en définitive, en considérant la quantité dont se déplace, d'une expérience à une autre, la discontinuité de la courbe $i = f(t)$ comme représentant le temps mis par les électrons pour parcourir la différence des trajets correspondants. En opérant ainsi, on élimine, en outre, l'erreur due au temps fini d'établissement d'un régime stationnaire avec une vitesse de transit constante.

Montage d'ensemble d'une expérience de mesure. — L'ensemble du montage est représenté schématiquement sur la figure 4. La nécessité de protéger l'amplificateur et son circuit d'entrée contre

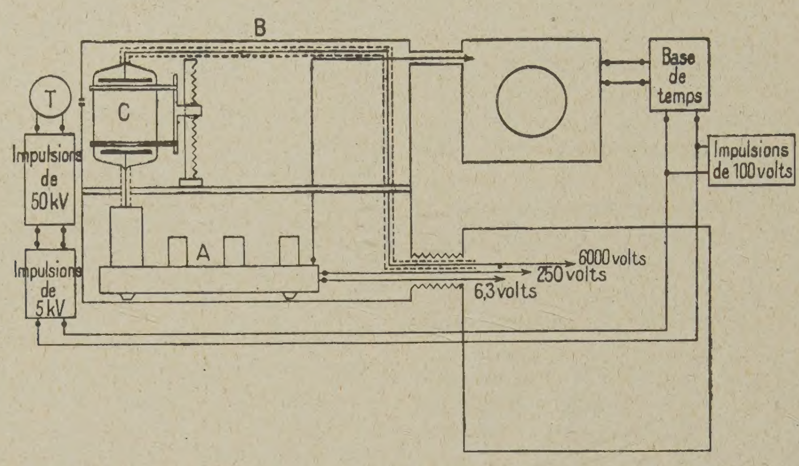


Fig. 4.

les parasites produits par le fonctionnement du montage à impulsions de rayons X oblige à enfermer la chambre, l'amplificateur, le tube oscillographique et les sources d'alimentation dans un blindage continu. L'amplificateur est d'un type classique dans la technique de la télévision. Il doit avoir un gain indépendant de la fréquence jusqu'à une fréquence qui peut aller, suivant les cas, de 1 à 2 Mc.

Le temps mis par le spot du tube oscillographique pour traverser l'écran doit pouvoir varier entre quelques micro-secondes et quelques centaines de micro-secondes. En outre, pour rendre commode l'interprétation des résultats, le déplacement horizontal du spot doit être, dans toute la mesure du possible, proportionnel au temps. Pour obtenir ce résultat, on applique entre les plaques de déflection horizontale du tube la différence de potentiel existant entre les armatures d'un condensateur chargé par le courant anodique d'une pentode saturée. Le retour du spot, et par suite l'origine du balayage, coïncident avec la décharge brusque de ce condensateur; décharge qui est commandée par un thyratron dont la grille est débloquée périodiquement par des impulsions de quelques dizaines de volts qui déclenchent en même temps l'impulsion de rayons X. La durée du balayage peut être modifiée, soit de façon discontinue en changeant le condensateur, soit de façon discontinue en faisant varier le courant de charge débitée par la pentode. L'étalonnage de la base de temps s'effectue en prenant comme unité de temps la période de vibration d'un quartz piézo-électrique. J'ai utilisé pour cela les étalons de fréquence du Laboratoire National de Radio-

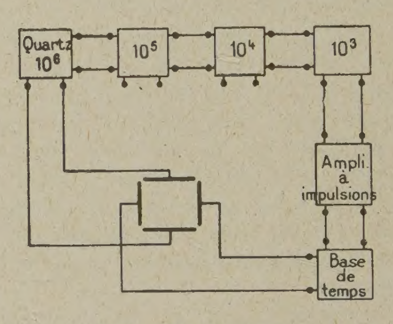


Fig. 5.

électricité. La fréquence de base est celle d'un quartz effectuant 10^6 vibrations par seconde. On peut appliquer aux plaques de déviation verticale du tube, soit cette tension de 1 Mc, soit une tension dont la fréquence est un sous-multiple exact de 1 Mc, par exemple : 500, 100, 50, 25, 10 Kc, etc. Pour obtenir sur l'écran une sinusoïde parfaitement stable, il est indispensable que le balayage s'effectue à une fréquence sous-multiple de celle de la tension étudiée et présente avec celle-ci une relation de

phase bien déterminée. Le montage est schématisé sur la figure 5. Dans la succession des démultiplicateurs de fréquence qui permettent de passer de celle du quartz étalon aux fréquences les plus basses, on prélève une tension sinusoïdale à la fréquence 1000. Un amplificateur spécial donne, à partir de cette tension, des impulsions très brèves de même fréquence qui servent à déclencher le balayage.

Réalisation des impulsions de rayons X — Ce montage ayant été décrit d'autre part [5], je rappellerai simplement ici qu'il comporte essentiellement un dispositif doubleur de tension, dans lequel deux condensateurs chargés en parallèle sont déchargés en série dans le tube par l'intermédiaire d'éclateurs. Cette décharge est déclenchée par des impulsions auxiliaires de quelques milliers de volts, elles-mêmes commandées par des impulsions de quelques dizaines de volts produites par un petit générateur à lampes.

L'expérience montre, qu'en impulsions, le tube à rayons X peut supporter une tension de crête notablement supérieure à la tension maximum correspondant au régime continu. Cette tension de crête est fonction de la durée des impulsions. Celle-ci fixe, d'autre part, la puissance maximum que l'on peut dépenser au foyer du tube sans dépasser la température de fusion du métal. On en déduit immédiatement le courant de saturation nécessaire pour utiliser complètement la charge maximum admissible. Voici, à titre d'exemple, les conditions de fonctionnement relatives à quelques durées d'impulsions, pour un tube à anticathode de cuivre (tube démontable Beaudouin) :

Durée de l'impulsion (sec)...	1.10^{-6}	4.10^{-6}	10.10^{-6}
Tension de crête (kV)........	98	82	76
Courant de saturation (A)...	3,6	2,4	1,8
Puissance moyenne pendant l'impulsion (kW).........	275	140	90

Purification des gaz. — La présence dans la chambre à ionisation d'impuretés susceptibles de fixer une partie des électrons se traduirait, sur l'enregistrement oscillographique, par une décroissance du courant pendant le transit des électrons. Elle ne deviendrait gênante que si elle réduisait ce courant à une valeur trop faible pour que l'arrivée des électrons restants sur l'anode puisse être observée convenablement. J'ai néanmoins pris toutes les précautions possibles pour assurer au gaz la pureté maximum. On peut d'ailleurs remarquer que la constance du courant pendant la traversée de la chambre par les électrons fournit une vérification directe de l'absence de toute impureté.

La chambre à ionisation ne comporte aucun joint ni rodage graissé ou picéiné. Avant remplissage, elle est soigneusement dégazée par cuisson à l'étuve, sous vide, à une température voisine de 200° C. On dégaze ensuite les électrodes en les portant au rouge naissant par passage d'une décharge d'intensité suffisante dans le gaz à étudier. On réalise enfin dans la chambre un vide très poussé (pression résiduelle de l'ordre de 10^{-6} mm de mercure) et on la remplit de gaz soigneusement purifié. Après remplissage, la chambre est scellée.

Les gaz étudiés (argon et azote) sont soumis à une double purification. Ils circulent d'abord sur divers réactifs : potasse caustique (absorbant CO^2), anhydride phosphorique (absorbant H^2O), tournure de cuivre chauffée (absorbant l'oxygène), oxyde de cuivre chauffé (absorbant l'hydrogène), et, pour l'argon, calcium chauffé (absorbant l'azote). Ils passent ensuite dans un circuit de purification physique, où ils circulent sur du charbon actif refroidi par l'oxygène liquide. Dans le cas de l'azote, seules les impuretées moins volatiles sont adsorbées. Dans le cas de l'argon, au contraire, le gaz est adsorbé et l'on peut éliminer par pompage les traces d'azote, d'hélium et de néon. En réchauffant ensuite le charbon actif à — 80° C., celui-ci abandonne uniquement l'argon occlus.

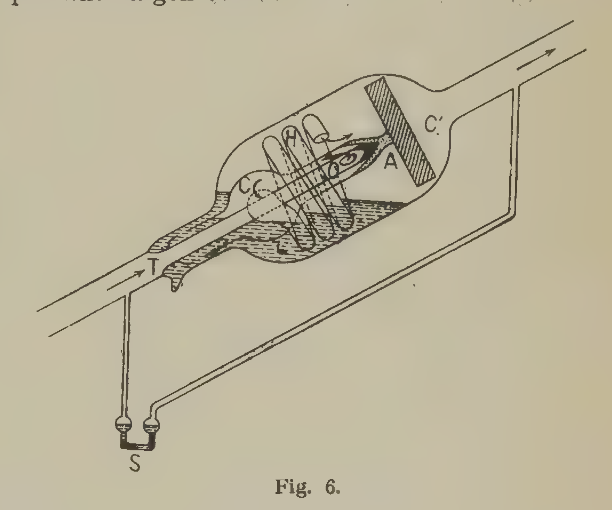


Fig. 6.

La particularité du banc de purification réside dans l'emploi de pompes de circulation d'un type particulier, s'inspirant de celles utilisées par E. L. Harrington [6] (*fig.* 6). La circulation du gaz y est assurée par la rotation d'un tube de pyrex de forme hélicoïdale H partiellement immergé dans un liquide L (acide sulfurique pur ou phtalate de butyle). L'appareil fonctionne comme une vis d'Archimède, avec cette différence qu'ici le liquide ne sert qu'à faire monter dans la vis les bulles de gaz. Le trajet suivi par le gaz est indiqué sur la figure par les flèches. La rotation de la partie tournante est assurée par un barreau aimanté A scellé dans un cylindre de pyrex solidaire du rotor. Ce genre de pompe présente sur les systèmes utilisés habituellement les avan-

tages suivants : débit beaucoup plus grand; appareillage entièrement scellé ne comportant ni robinets, ni joints; absence de tout système de chauffage, réfrigérant ou piège à air liquide; possibilité de fonctionnement sans aucune surveillance; réversibilité obtenue simplement en inversant le sens de rotation; possibilité de faire circuler des gaz qui attaqueraient le mercure.

Précision des mesures. — La détermination des vitesses de transit se fait essentiellement en mesurant le temps mis par les électrons pour parcourir un trajet déterminé. Ce trajet, qui représente la quantité dont on déplace la chambre d'une expérience à une autre, se mesure au cathétomètre avec une précision qui atteint facilement 1/500. La détermination des temps de transit se déduit de la mesure, sur l'écran du tube oscillographique, de la distance séparant l'origine et la décroissance brusque de la courbe $i = f(t)$ dessinée par le spot. Pour mesurer ces distances avec précision, on déplace devant l'écran un index porté par un chariot monté sur une vis micrométrique. La cause essentielle d'erreur provient de l'imprécision des pointés sur l'écran. D'une part, le trait dessiné par le spot n'est pas infiniment fin; d'autre part, la courbe dessinée présente une légère instabilité due aux petites irrégularités de fonctionnement du montage à impulsions. On peut admettre, sur chaque pointé, une erreur absolue n'excédant pas un demi-millimètre, ce qui donne, sur la mesure d'une distance, une erreur absolue de 1 mm. Il y a évidemment intérêt à ce que la partie utile de la courbe occupe toute la largeur de l'écran. Avec un tube de 27 cm de diamètre, les distances à mesurer peuvent être de 20 cm et l'erreur relative de l'ordre de 1/200. L'étalonnage de la base de temps à partir de la fréquence du quartz étalon comportant la même source d'erreur, on peut considérer les temps de transit comme déterminés à 1 pour 100 près. On utilise, en réalité, la différence de deux temps de transit correspondant à deux trajets différents. Si l'un de ces trajets est triple de l'autre (ce qui est le cas dans mes expériences), on voit aisément que l'erreur relative sur la différence est de 2 pour 100. En résumé, on peut, dans tous les cas, considérer les vitesses de transit comme déterminées à moins de 3 pour 100 près.

Étude théorique de la mobilité des électrons dans les gaz. — La première en date des formules de mobilité est celle donnée en 1905 par M. Langevin [7] pour des ions de dimensions atomiques. Les hypothèses essentielles sur lesquelles repose son calcul sont les suivantes :

1° Les vitesses des molécules suivent la loi de répartition de Maxwell. En ce qui concerne les ions, au mouvement désordonné d'agitation thermique se superpose un mouvement d'entraînement dans le sens du champ. Si celui-ci est dirigé suivant Ox, la vitesse moyenne des ions n'est pas nulle, mais admet dans la direction de Ox une composante u, qui est toujours très petite devant les composantes ξ, η, ζ de la vitesse instantanée d'un ion. On admet, dans ces conditions, pour les ions, une loi de répartition maxwellienne des vitesses autour de la vitesse moyenne u, c'est-à-dire que la fraction dn du nombre n d'ions contenus dans l'unité de volume dont les composantes de vitesse sont comprises entre ξ et $\xi + d\xi$, η et $\eta + d\eta$, ζ et $\zeta + d\zeta$, s'écrit

$$dn = n\left(\frac{hm}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-hm[(\xi-u)^2+\eta^2+\zeta^2]}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta, \qquad (5)$$

m représente la masse des ions et h une constante liée à l'énergie cinétique moyenne $\overline{E_i}$ des ions par la relation

$$\overline{E_i} = \frac{3}{4} h. \qquad (6)$$

2° Les ions et les molécules sont considérées comme des sphères rigides entre lesquelles peut exister une loi d'action à distance, mais dont les chocs seront élastiques.

Le calcul de M. Langevin suppose, ce qui est légitime pour des ions de dimensions atomiques, l'énergie moyenne des ions égale à celle des molécules du gaz. On peut reprendre sa théorie en supposant ces énergies différentes (ce qui est certainement le cas pour des électrons). Dans le cas où l'on néglige les actions à distance et où l'on se borne au cas de chocs purement élastiques entre sphères rigides, on arrive à l'expression suivante de la vitesse de transit

$$u = \frac{3\sqrt{3\pi}}{8\sqrt{2}} \frac{eE\lambda}{mC}\left(\frac{m+M}{M}\right). \qquad (7)$$

e représente la charge des ions, λ leur libre parcours moyen tel qu'on le définit dans la théorie cinétique des gaz, C leur vitesse quadratique moyenne, E l'intensité du champ électrique et M la masse des molécules du gaz. Dans cette relation figure la vitesse quadratique moyenne des ions qui est inconnue. On peut obtenir une seconde équation en écrivant que le gain moyen d'énergie cinétique d'un ion sous l'action du champ entre deux chocs est égal à la perte moyenne d'énergie à chaque choc, telle que l'a calculée A. M. Cravath [8]. On aboutit ainsi pour u à une expression assez compliquée qui, dans le cas des électrons, se réduit à

$$u = \frac{0{,}815\, eE\lambda}{\sqrt{2m}}\left[\frac{\overline{E_a}}{2} + \sqrt{\frac{\overline{E_a^2}}{4} + \frac{e^2E^2\lambda^2 M}{6{,}04\, m}}\right]^{-\frac{1}{2}} \qquad (8)$$

où $\overline{E_a}$ représente l'énergie cinétique moyenne des molécules du gaz. Si cette dernière est négligeable, on peut écrire

$$u = 0{,}638 \left(\frac{2eE\lambda}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{4}}. \qquad (9)$$

K. T. Compton et I. Langmuir [9], par un raisonnement un peu différent, arrivent, à une formule qui ne diffère de (8) que par les valeurs des deux constantes numériques.

Dans tous ces calculs, on suppose essentiellement que la section spécifique de choc, et par suite le libre parcours moyen des électrons, a une valeur bien déterminée, indépendante de leur énergie cinétique. Or, de nombreuses expériences, dont celles de Ramsauer, ont montré que ce libre parcours moyen est en réalité une fonction de l'énergie des électrons.

Morse, Allis et Lamar [10] ont établi une théorie qui ne fait aucune hypothèse sur la loi de distribution des vitesses électroniques et permet de tenir compte des variations de la section spécifique de choc entre électrons et atomes en utilisant les valeurs de cette grandeur déterminées expérimentalement. Par contre, ils supposent que les interactions entre électrons et molécules se réduisent à des chocs élastiques et que l'énergie moyenne des molécules est négligeable devant celle des électrons. Si, dans les formules de Morse, Allis et Lamar, on considère la section spécifique de choc des électrons comme une constante indépendante de leur énergie, l'expression de la vitesse de transit u se réduit à

$$u = 0{,}6345 \left(\frac{2eE\lambda}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m}{M}\right)^{\frac{1}{4}}. \qquad (10)$$

Si l'on se reporte à la formule (9) ci-dessus, on voit qu'elle ne diffère de (10) que par une très légère différence dans la valeur de la constante numérique.

La théorie de Morse, Allis et Lamar permet en outre de tenir compte, dans une certaine mesure, de l'influence des chocs inélastiques, qui croît au fur et à mesure que l'énergie moyenne des électrons augmente et qu'un nombre de plus en plus grand d'électrons possèdent des énergies suffisantes pour exciter les molécules du gaz. En introduisant un terme supplémentaire dans les équations de Morse, Allis et Lamar et en assignant une limite supérieure à l'énergie des électrons, Allis et Allen [11] ont montré comment on peut modifier la loi de distribution des vitesses électroniques pour tenir compte des chocs inélastiques, du moins tant que l'énergie moyenne des électrons ne dépasse pas trop l'énergie d'excitation minimum des molécules du gaz.

Interprétation des résultats expérimentaux. — La théorie montre, et l'expérience confirme parfaitement, que la vitesse de transit des électrons est fonction du rapport $\frac{E}{p}$ de l'intensité du champ électrique à la pression du gaz, c'est-à-dire de l'énergie cinétique moyenne des électrons qui est proportionnelle à $\frac{E}{p}$ en première approximation. Dans mes expériences, l'intensité du champ variait entre 2 et 400 V/cm et la pression entre 50 et 760 mm

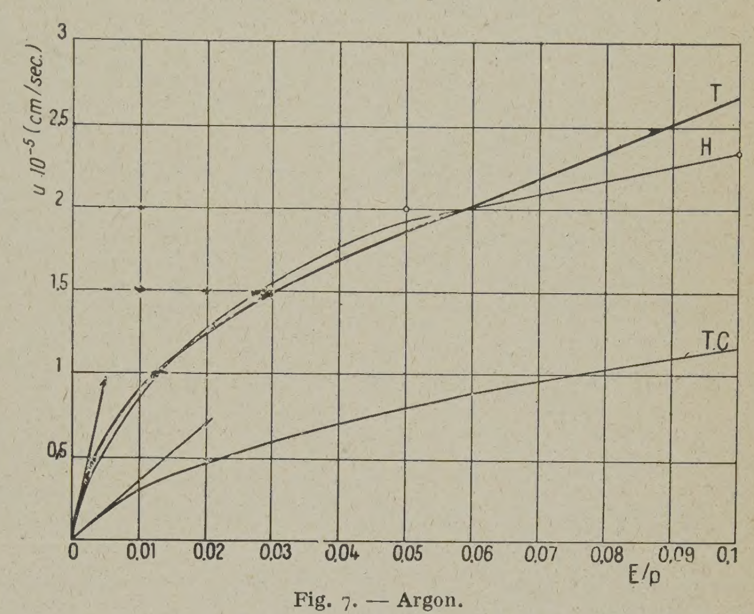


Fig. 7. — Argon.

de mercure. L'ensemble des résultats relatifs à l'argon et à l'azote est représenté par les courbes marquées H des figures 7 à 12. Pour chaque gaz, on a tracé trois courbes : la première correspondant à $0 < \frac{E}{p} < 0{,}1$, la seconde à $0 < E < 1$ et la troisième à $0 < \frac{E}{p} < 6$. E est mesurée en volts-cm et p en millimètres de mercure. Toutes les mesures sont ramenées à la température de 0° C.

Sur les figures ont été reportés un certain nombre de résultats obtenus par les méthodes signalées précédemment. Ceux de Townsend sont marqués du signe +, ceux de Wahlin du signe × et ceux de Nielsen d'un petit cercle.

On voit que les mesures de ce dernier concordent de façon très satisfaisante avec les miennes dans toute la gamme des valeurs de $\frac{E}{p}$ utilisées.

Si l'on veut confronter les résultats expérimentaux avec la théorie, on ne peut utiliser les formules de Morse, Allis et Lamar qu'aux valeurs moyennes de $\frac{E}{p}$ pour lesquelles l'énergie des molécules est négligeable devant celle des électrons. Pour les petites valeurs de $\frac{E}{p}$, on peut essayer d'utiliser la

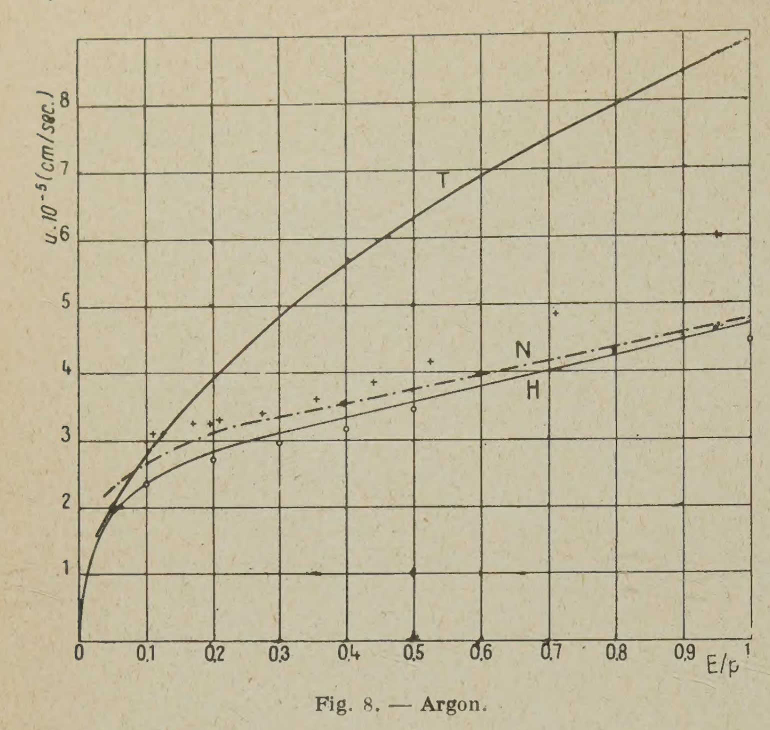


Fig. 8. — Argon.

formule (8) qui tient compte de l'énergie des molécules et qui s'appliquera tant que E_a ne sera pas négligeable, c'est-à-dire pratiquement jusqu'à $\frac{E}{p} = 0{,}1$.

La seule grandeur figurant dans la relation (8) sur laquelle on est contraint à une hypothèse est le libre parcours moyen λ. Si l'on prend les valeurs données par la théorie classique des chocs élastiques entre sphères de rayons constants, on obtient les courbes marquées T.C. sur les figures 7 et 10. On voit que ces courbes s'écartent beaucoup des courbes expérimentales.

On peut chercher à obtenir un accord meilleur en donnant à λ une valeur convenable, choisie, par exemple, de façon que les tangentes à l'origine des courbes théorique et expérimentale coïncident.

On a ainsi les courbes marquées T sur les figures 7 et 10. On voit que, pour l'argon, l'accord est satisfaisant jusqu'à $\frac{E}{p} = 0{,}09$. Il est moins bon pour l'azote.

A partir de $\frac{E}{p} = 0{,}1$, il est légitime de négliger l'énergie des molécules. Si l'on utilise alors la formule (9) en gardant pour λ les mêmes valeurs, on obtient les paraboles marquées T sur les figures 8, 9, 11 et 12. On voit que, pour l'azote, les courbes T et H sont voisines l'une de l'autre jusqu'à des valeurs de $\frac{E}{p}$ de l'ordre de 1,5. Par contre, pour l'argon. l'écart est considérable dès que $\frac{E}{p}$ dépasse 0,1. Si l'on rapproche ce résultat du fait que l'argon est le gaz présentant l'effet Ramsauer le plus accentué, on est conduit à la conclusion que cet écart doit être dû, au moins en partie, à la variation de la section spécifique de choc avec l'énergie des électrons.

Pour tenir compte de cet effet, il faut avoir recours aux formules de Morse, Allis et Lamar. L'application de ces formules, compte tenu des résultats expérimentaux de C. E. Normand relatifs aux valeurs du libre parcours moyen, conduisent aux courbes marquées N sur les figures 8, 9, 11 et 12.

Dans le cas de l'argon, elles concordent de façon très satisfaisante avec les courbes expérimentales jusqu'à une valeur de $\frac{E}{p}$ de l'ordre de 1,75. Or, les expériences de Townsend et les calculs théoriques de H. W. Allen [12] montrent que, pour cette valeur de $\frac{E}{p}$, l'énergie moyenne des électrons est de l'ordre de 11,5 V. Si

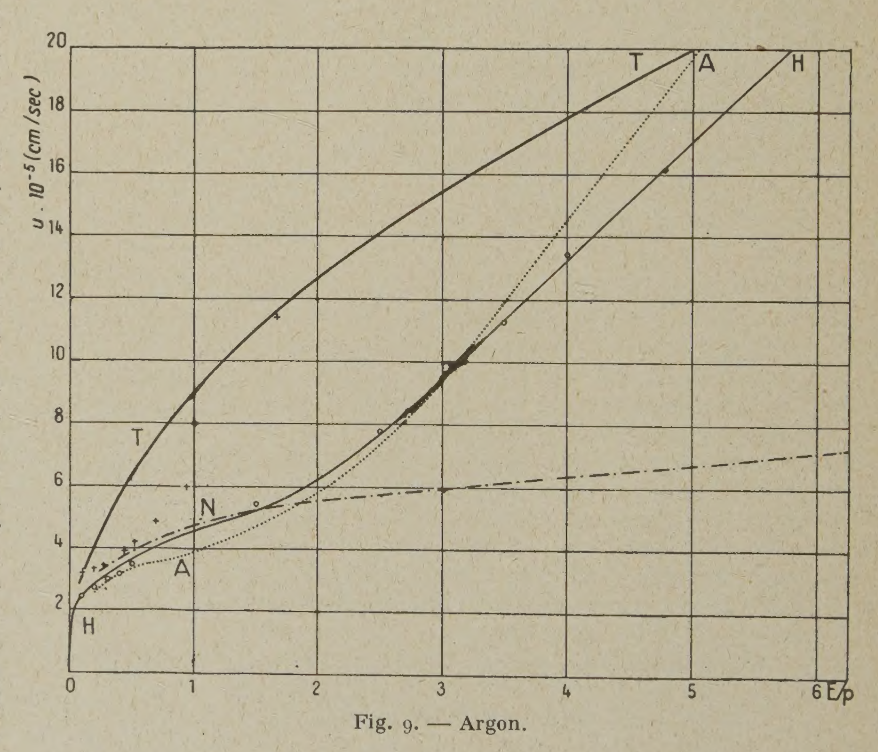


Fig. 9. — Argon.

l'on remarque que l'énergie d'excitation de l'atome d'argon sur le niveau de résonance est de 11,57 V, on voit qu'il est naturel d'expliquer la divergence constatée par le rôle de plus en plus grand joué par les chocs non élastiques suivis de l'excitation de l'atome.

Si nous examinons maintenant le cas de l'azote, nous constatons que la courbe N s'écarte beaucoup de la courbe expérimentale. Il faut en conclure que les chocs inélastiques jouent un rôle prépondérant pour des valeurs de $\frac{E}{p}$ beaucoup plus petites que dans le cas de l'argon. En effet, Townsend indique que, pour $\frac{E}{p} = 0{,}25$, l'énergie moyenne des électrons atteint la valeur 0,29 V qui est celle du premier niveau de vibration de la molécule d'azote. Il en résulte que, dans l'azote, l'énergie moyenne des électrons n'atteint pas, dans les conditions de l'expérience, des valeurs pour lesquelles on puisse utiliser les valeurs expérimentales du libre parcours moyen.

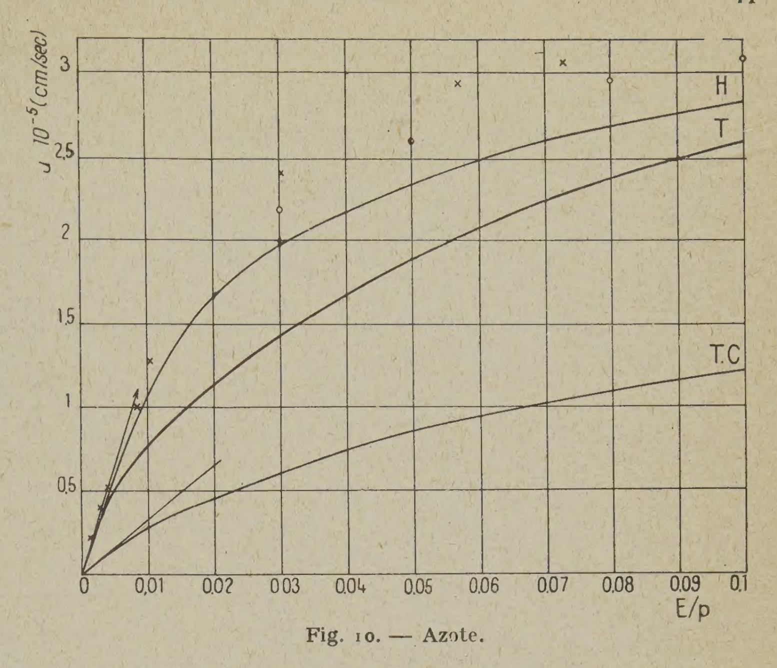


Fig. 10. — Azote.

Dans le cas de l'argon, on peut essayer de pousser plus loin l'interprétation théorique des résultats en utilisant les formules corrigées pour tenir compte des chocs non élastiques. Le résultat du calcul se traduit par la courbe marquée A sur la figure 9. On voit que l'accord avec la courbe expérimentale est très bon jusqu'à $\frac{E}{p} = 4$, où l'écart relatif atteint environ 10 pour 100. Il est certain que pour des électrons d'énergie plus grande, les chocs inélastiques deviennent de plus en plus importants et compliqués et que les hypothèses simples de Allis et Allen ne sont plus légitimes.

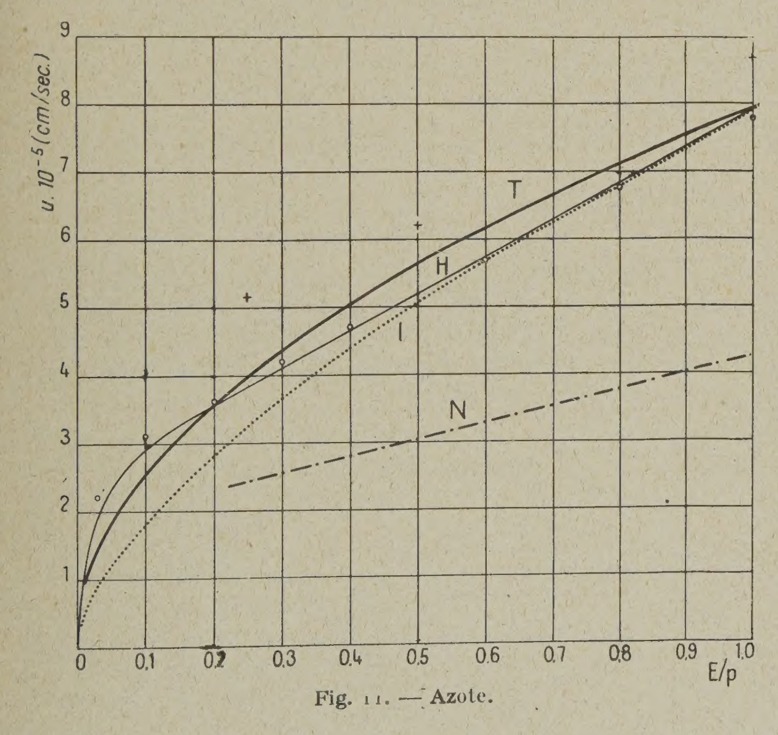


Fig. 11. — Azote.

Dans le cas de l'azote, je n'ai pas réussi à interpréter les résultats par un calcul analogue. Par contre, une hypothèse beaucoup plus simple donne avec l'expérience un accord très satisfaisant. Les chocs inélastiques commençant à jouer un rôle essentiel aux faibles valeurs de $\frac{E}{p}$, on peut reprendre la théorie sans expliciter dans les calculs le coefficient moyen de perte d'énergie des électrons à chaque choc. Au lieu de considérer ce coefficient comme une constante (cas des chocs élastiques), on écrit que ce coefficient est une fonction croissante de l'énergie des électrons. L'hypothèse la plus simple consiste à admettre que cette fonction est linéaire. On peut ainsi tracer, sur les figures 11 et 12, les courbes marquées I qui coïncident de façon tout à fait remarquable avec les courbes expérimentales à partir de $\frac{E}{p} = 0{,}4$.

En résumé, en ce qui concerne l'argon, la théorie de Morse, Allis et Lamar, compte tenu de l'influence des chocs inélastiques, permet d'interpréter de façon très satisfaisante les résultats expérimentaux, en

utilisant les valeurs du libre parcours moyen données par Normand. Pour les valeurs de $\frac{E}{p}$ inférieures à 0,1, où cette théorie n'est plus suffisante, la formule (8) qui tient compte de l'énergie des atomes du gaz s'applique convenablement. S'il en est de même pour l'azote jusqu'à des valeurs de $\frac{E}{p}$ voisines

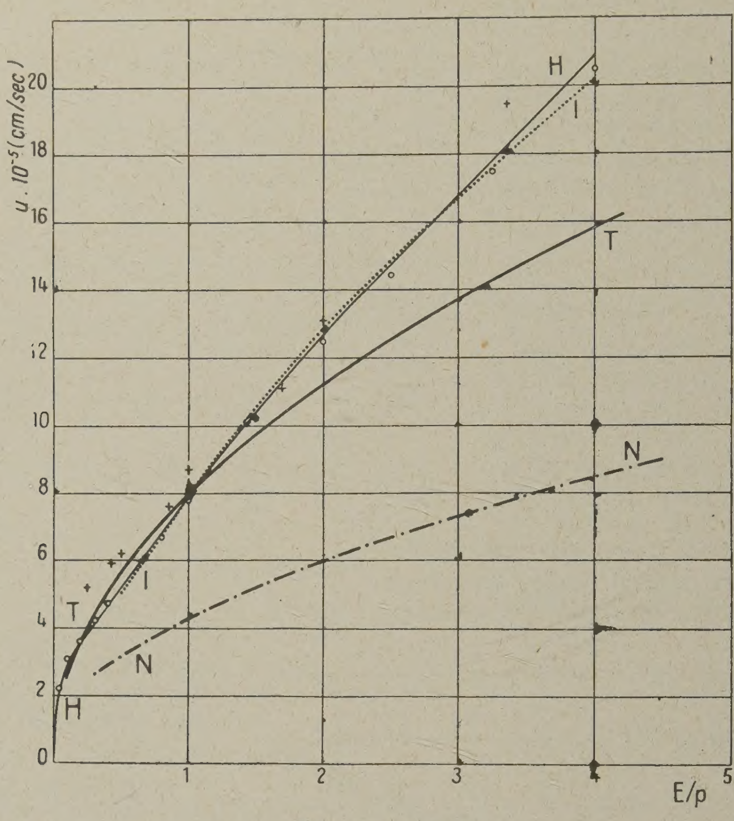


Fig. 12. — Azote.

de l'unité, par contre la théorie de Morse, Allis et Lamar ne s'applique pas du tout à ce dernier gaz. Ceci est certainement dû au fait que les chocs inélastiques jouent un rôle prépondérant, même pour des valeurs relativement faibles de $\frac{E}{p}$. L'hypothèse très simple d'un coefficient de perte d'énergie par choc croissant proportionnellement à l'énergie moyenne des électrons s'accorde de façon excellente avec les résultats de l'expérience. Il s'agit évidemment là d'une explication purement formelle. Elle met cependant bien en évidence le rôle essentiel des chocs inélastiques.

Manuscrit reçu le 12 décembre 1943.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] TOWNSEND et BAILEY, *Phil. Mag.*, 1922, **44**, p. 1033.
[2] H. B. WAHLIN, *Phys. Rev.*, 1931, **37**, p. 260.
[3] N. E. BRADBURY et R. A. NIELSEN, *Phys. Rev.*, 1936, **50**, p. 950.
[4] P. HERRENG, *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, p. 421.
[5] P. HERRENG, *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, p. 421. — G. GOUDET, P. HERRENG et G. NIEF, *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, p. 62.
[6] E. L. HARRINGTON, *Rev. of Scient. Instr.*, 1932, **3**, p. 476.
[7] P. LANGEVIN, *Ann. de Phys.*, 1905, 8ᵉ série, **5**, p. 245.
[8] A. M. CRAVATH, *Phys. Rev.*, 1930, **36**, p. 248.
[9] K. T. COMPTON et I. LANGMUIR, *Rev. of Modern Physics*, 1930, **2**, p. 123.
[10] P. M. MORSE, W. P. ALLIS et E. S. LAMAR, *Phys. Rev.*, 1935, **48**, p. 412.
[11] W. P. ALLIS et H. W. ALLEN, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 703.
[12] H. W. ALLEN, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 707.